

Министерство образования Республики Беларусь
БЕЛОРУССКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ

Кафедра физики

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА

Методические указания
к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

Минск
БНТУ
2011

УДК 537.31(076.5)
ББК 22.33я7
О 62

Составители:

В.С. Позняк, А.А. Баранов

Рецензенты:

В.И. Кудин, В.А. Потачиц

В работе излагаются механизмы теплопроводности в твердых, жидких и газообразных средах. На основании закона Видемана–Франца разработана методика определения коэффициента теплопроводности металлического проводника с помощью электрических измерений.

Цель работы

1. Ознакомиться с явлением теплопроводности, выяснить механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел.
2. Определить коэффициент теплопроводности исследуемого проволочного проводника.

Приборы и принадлежности

Проволочный проводник из исследуемого металла, установка для измерений, электроизмерительные приборы.

1. Движение молекул газов, жидкостей и твердых тел

Согласно молекулярно-кинетической теории, одним из создателей которой является великий русский ученый М.В. Ломоносов, *все вещества состоят из мельчайших частиц – молекул, находящихся в непрерывном движении и взаимодействующих между собой.*

Молекула – наименьшая частица вещества, обладающая его химическими свойствами. Молекулы различных веществ имеют различный атомный состав.

В характере движения молекул газов, жидкостей и твердых тел есть много общего, имеются и существенные различия.

Общие черты молекулярного движения:

а) средняя скорость молекул тем больше, чем выше температура вещества;

б) скорости различных молекул данного вещества распределяются таким образом, что количество молекул, обладающих той или иной скоростью, тем больше, чем ближе эта скорость к наиболее вероятной скорости движения молекул данного вещества при данной температуре.

Существенное различие в характере движения молекул газов, жидкостей и твердых тел объясняются различием силовых

го взаимодействия их молекул, связанного с различием средних расстояний между молекулами.

В газах средние расстояния между молекулами во много раз превышают размеры самих молекул. Вследствие этого силы взаимодействия между молекулами газов малы и молекулы движутся по всему сосуду, в котором находится газ, почти независимо друг от друга, меняя направление и величину скорости при столкновениях с другими молекулами и со стенками сосуда. ***Путь газовой молекулы представляет собой ломаную линию, похожую на траекторию броуновского движения.***

Длина свободного пробега газовых молекул, т.е. средняя длина пути молекул между двумя последовательными столкновениями, зависит от давления и температуры газа. При нормальных температуре и давлении длина свободного пробега составляет около 10^{-5} см. Молекулы газа примерно 10^{10} раз в секунду сталкиваются друг с другом или со стенками сосуда, изменяя направление своего движения. Этим объясняется тот факт, что скорость диффузии газов мала в сравнении со скоростью поступательного движения молекул газа, которая при нормальных условиях примерно в 1,5 раза больше скорости звука в данном газе и равна 500 м/с.

В жидкостях расстояния между молекулами значительно меньше, чем в газах. Силы взаимодействия каждой молекулы с соседними достаточно велики, вследствие чего молекулы жидкости совершают колебания около некоторых средних положений равновесия. Вместе с тем, поскольку средняя кинетическая энергия молекул жидкостей сравнима с их энергией взаимодействия, молекулы, обладающие случайным избытком кинетической энергии, преодолевают взаимодействие соседних частиц и меняют центр колебания. ***Практически колеблющиеся частицы жидкости через очень малые промежутки времени ($\sim 10^{-8}$ с) скачкообразно перемещаются в пространстве.***

Таким образом, жидкость состоит из множества микроскопических областей, в которых имеется некоторая упорядоченность в расположении близлежащих частиц, меняющаяся со временем и в пространстве, т.е. не повторяющаяся во всем объеме жидкости. О такой структуре говорят, что она обладает *ближним порядком*.

В твердых телах расстояния между молекулами еще меньше, вследствие чего силы взаимодействия каждой молекулы с соседними настолько велики, что *молекула совершает лишь малые колебания около некоторого постоянного положения равновесия – узла*. В кристаллическом теле выделяется некоторое определенное взаимное расположение узлов, которое носит название *кристаллической решетки*. Характер кристаллической решетки определяется характером межмолекулярных взаимодействий данного вещества.

Сказанное относится к идеальному кристаллическому твердому телу. В реальных кристаллах имеют место различные нарушения порядка, возникающие в процессе кристаллизации вещества.

Наряду с кристаллами в природе существуют еще аморфные твердые тела, в которых аналогично жидкостям атомы колеблются около хаотически расположенных узлов. Однако перемещения частиц аморфного тела из одного центра колебаний в другой происходит через столь большие промежутки времени, что практически аморфные тела являются твердыми телами.

2. Теплопроводность

Теплопроводность – это передача теплоты, протекающая при наличии градиента температуры и обусловленная тепловым движением частиц. На рис. 1,а изображено тело прямоугольной формы с основаниями 1 и 2, расположенными нормально к оси X . Пусть температура тела будет функцией од-

ной координаты $T = T(x)$, при этом $dT/dx < 0$ (температура убывает в положительном направлении оси X). Тогда через любое сечение тела, нормальное к выбранной оси, происходит передача теплоты, которая описывается законом Фурье (1820 г.)

$$\Delta Q = -\chi \frac{dT}{dx} S \Delta t, \quad (1)$$

где ΔQ – количество теплоты, переносимое через площадь сечением S за время Δt ;

χ – коэффициент теплопроводности, зависящий от свойств вещества.

Знак «минус» в (1) указывает на то, что теплопередача направлена в сторону убыли температуры (противоположно градиенту температуры dT/dx). Если тело однородно и процесс установившийся, то спад температуры вдоль оси X линейный: $dT/dx = \text{const}$ (рис.1, б).

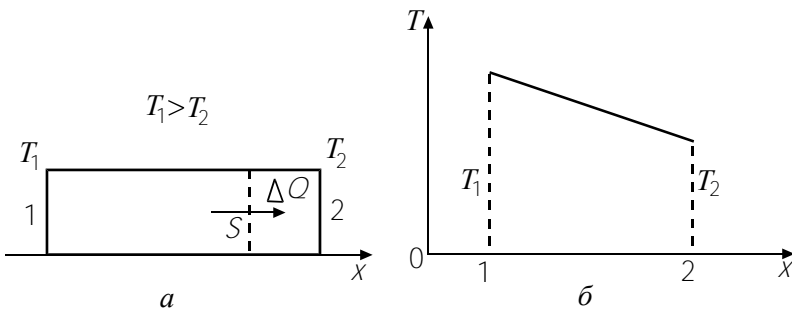


Рис. 1

Выражение (1) позволяет найти плотность теплового потока (тепловой поток через единицу площади за единицу времени):

$$\frac{\Delta Q}{S \Delta t} = -\chi \frac{dT}{dx}. \quad (2)$$

Из последнего следует, что

$$\chi = \frac{\Delta Q}{\left| \frac{dT}{dx} \right| S \Delta t}. \quad (3)$$

Коэффициент теплопроводности численно равен количеству теплоты, переносимому через единицу площади поверхности за единицу времени при единичном градиенте температуры. χ измеряется в $\frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$.

При определении коэффициента теплопроводности газов и жидкостей необходимо тщательно исключить другие виды теплопередачи – конвекцию (перемещение более нагретых частей среды вверх и опускание более холодных) и теплопередачу излучением (лучистый теплообмен).

Теплопроводность вещества зависит от его состояния. В таблице приводятся значения коэффициента теплопроводности некоторых веществ.

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$\chi, \frac{\text{Дж}}{\text{м} \cdot \text{с} \cdot \text{К}}$
Серебро	0	458,57
Медь	18	384,93
Железо	20	78,57
Нихром (90 % Ni, 10 % Cr)	20	17,46
Слюда	40	0,360
Вода	10	0,588
Водород	0	0,167
	100	0,209
Воздух	0	0,023
	100	0,031

У жидкостей (если исключить жидкие металлы) коэффициент теплопроводности в среднем меньше, чем у твердых тел, и больше по сравнению с газами. Теплопроводность газов и металлов возрастает с повышением температуры, а жидкостей, как правило, уменьшается.

Для газов молекулярно-кинетическая теория позволяет установить, что коэффициент теплопроводности равен

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \bar{\lambda} \bar{v}, \quad (4)$$

где $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега молекул;

\bar{v} – средняя скорость их движения;

ρ – плотность;

c_V – изохорная удельная теплоемкость.

3. Механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел

Беспорядочность теплового движения молекул газа, непрерывные соударения между ними приводят к постоянному перемешиванию частиц и изменению их скоростей и энергий. В *газе* имеет место теплопроводность тогда, когда в нем существует разность температур, вызванная какими-либо внешними причинами. Молекулы газа в разных местах его объема имеют разные средние кинетические энергии. Поэтому при хаотическом тепловом движении молекул происходит **направленный перенос энергии**. Молекулы, попавшие из нагретых частей газа в более холодные, отдают избыток своей энергии окружающим частицам. Наоборот, медленно движущиеся молекулы, попадая из холодных частей в более горячие, увеличивают свою энергию за счет соударений с молекулами, обладающими большими скоростями.

Теплопроводность *в жидкостях*, как и в газах, имеет место при наличии градиента температуры. Однако если в газах передача энергии осуществляется при столкновениях частиц, совершающих поступательные движения, то в жидкостях энергия переносится в процессе столкновений колеблющихся частиц. Частицы, имеющие более высокую энергию, совершают колебания с большей амплитудой и при столкновениях с другими частицами как бы раскачивают их, передавая им энергию. Такой механизм передачи энергии, так же, как и механизм, действующий в газах, не обеспечивает ее быстрого переноса и поэтому теплопроводность жидкостей очень мала, хотя и превосходит в несколько раз теплопроводность газов. Исключение составляют жидкие металлы, коэффициенты теплопроводности которых близки к твердым металлам. Это объясняется тем, что в жидких металлах тепло переносится не только вместе с передачей колебаний от одних частиц к другим, но и с помощью подвижных электрически заряженных частиц – электронов, имеющих в металлах, но отсутствующих в других жидкостях.

Если в *твердом теле* существует разность температур между различными его частями, то подобно тому, как это происходит в газах и жидкостях, тепло переносится от более нагретой к менее нагретой части.

В отличие от жидкостей и газов, в твердом теле не может возникнуть конвекция, т.е. перемещения массы вещества вместе с теплом. Поэтому перенос тепла в твердом теле осуществляется только теплопроводностью.

Механизм переноса тепла в твердом теле вытекает из характера тепловых движений в нем. Твердое тело представляет собой совокупность атомов, совершающих колебания. Но *колебания эти не независимы друг от друга*. Колебания могут передаваться (со скоростью звука) от одних атомов к другим. При этом образуется волна, которая и переносит энергию колебаний. Таким распространением колебаний и осуществляется перенос тепла.

Количественно перенос тепла в твердом теле описывается выражением (1). Величина коэффициента теплопроводности χ не может быть вычислена так, как это делается для газа – системы более простой, состоящей из невзаимодействующих частиц.

Приближенно вычисление коэффициента теплопроводности твердого тела, может быть выполнено с помощью квантовых представлений.

Квантовая теория позволяет сопоставить распространяющимся в твердом теле со скоростью звука колебаниям некоторые квазичастицы – **фононы**. Каждая частица характеризуется энергией, равной постоянной Планка умноженной на частоту колебания ν . Энергия кванта колебаний – фонона, значит, равна $h\nu$.

Если пользоваться представлением о фононах, то можно сказать, что тепловые движения в твердом теле обусловлены именно ими, так что при абсолютном нуле фононы отсутствуют, а с повышением температуры их число возрастает, но не линейно, а по более сложному закону (при низких температурах пропорционально кубу температуры).

Твердое тело мы можем теперь рассматривать, как сосуд, содержащий газ из фононов, газ, который при очень высоких температурах может считаться идеальным газом. Как и в случае обычного газа перенос тепла в фононном газе осуществляется столкновениями фононов с атомами решетки, а все рассуждения для идеального газа справедливы и здесь. Поэтому коэффициент теплопроводности твердого тела может быть выражен совершенно такой же формулой

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \lambda c,$$

где ρ – плотность тела;

c_V – его удельная теплоемкость;

c – скорость звука в теле;

λ – средняя длина свободного пробега фононов.

В металлах помимо колебаний решетки, в переносе тепла участвуют и заряженные частицы – электроны, которые вместе с тем являются и носителями электрического тока в металле. При высоких температурах *электронная* часть теплопроводности много больше *решеточной*. Этим объясняется высокая теплопроводность металлов по сравнению с неметаллами, в которых фононы – единственные переносчики тепла. Коэффициент теплопроводности металлов можно подсчитать по формуле:

$$\chi = \frac{1}{3} c_V \rho \bar{\lambda} \bar{v},$$

где $\bar{\lambda}$ – средняя длина свободного пробега электронов;

\bar{v} – средняя скорость их теплового движения.

В сверхпроводниках, в которых электрический ток не встречает сопротивления, электронная теплопроводность практически отсутствует: электроны без сопротивления переносящие заряд, в переносе тепла не участвуют и теплопроводность в сверхпроводниках чисто решеточная.

4. Закон Видемана–Франца

Металлы обладают как большой электропроводностью, так и высокой теплопроводностью. Это объясняется тем, что носителями тока и теплоты в металлах являются одни и те же частицы – свободные электроны, которые перемещаясь в металле, переносят не только электрический заряд, но и присутствующую им энергию хаотического (теплового) движения, т.е. осуществляют перенос теплоты.

В 1853 г Видеманом и Францем экспериментально установлен закон, согласно которому *отношение коэффициента теплопроводности χ к удельной электропроводности σ для металлов при одной и той же температуре одинаково и*

увеличивается пропорционально термодинамической температуре:

$$\frac{\chi}{\sigma} = 3 \left(\frac{k}{e} \right)^2 T, \quad (5)$$

где k и e – постоянные величины (постоянная Больцмана и заряд электрона).

Рассматривая электроны как одноатомный газ, для коэффициента теплопроводности можно использовать выражение кинетической теории газов

$$\chi = \frac{1}{3} n \cdot m c_v \bar{\lambda} \bar{v},$$

где $n \cdot m = \rho$ – плотность газа.

Удельная теплоемкость одноатомного газа равна

$$c_v = \frac{3}{2} \frac{R}{\mu} = \frac{3}{2} \frac{k}{m}.$$

Подставляя это значение в выражение для χ , получим:

$$\chi = \frac{1}{2} n k \bar{\lambda} \bar{v}.$$

По классической теории металлов их удельная электропроводность

$$\sigma = \frac{n e^2 \bar{\lambda}}{2 m \bar{v}}.$$

Тогда отношение

$$\frac{\chi}{\sigma} = \frac{\frac{1}{2} nk\bar{v}\bar{\lambda}}{\frac{ne^2\bar{\lambda}}{2m\bar{v}}} = \frac{km\bar{v}^2}{e^2}.$$

Произведя замену $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT$, приходим к соотношению (5), которое выражает **закон Видемана–Франца**.

Подставив значения $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К и $e = 1,60 \cdot 10^{-19}$ Кл в формулу (5), находим

$$\frac{\chi}{\sigma} = 2,23 \cdot 10^{-8} T. \quad (6)$$

Если по данной формуле рассчитать значение $\frac{\chi}{\sigma}$ для всех металлов при $T = 300$ К, то получим $6,7 \cdot 10^{-6}$ Дж·Ом/с·К. Закон Видемана–Франца для большинства металлов соответствует опыту при температурах 100–400 К, но при низких температурах закон существенно нарушается. Особенно велики расхождения между расчетными и опытными данными при низких температурах для серебра, меди и золота. Имеются металлы (бериллий, марганец), которые совсем не подчиняются закону Видемана–Франца.

5. Метод определения коэффициента теплопроводности проволочного проводника

Из закона Видемана–Франца (6) коэффициент теплопроводности металлов

$$\chi = 2,23 \cdot 10^{-8} \sigma T, \quad (7)$$

где σ – удельная электропроводность данного металла;

T – термодинамическая температура.

Для многих проводников, в особенности для металлов, **вольт-амперная характеристика**, т.е. зависимость $I = f(U)$ особенно проста – сила тока I пропорциональна приложенному напряжению U :

$$I = \Lambda U, \quad (8)$$

что выражает **закон Ома для участка цепи**. Коэффициент пропорциональности Λ называется **электропроводностью** проводника, а величина, обратная электропроводности, – электрическим сопротивлением R . Тогда

$$I = \frac{U}{R}. \quad (9)$$

Так как удельная электропроводность σ и удельное сопротивление ρ связаны соотношением

$$\sigma = \frac{1}{\rho},$$

а электрическое сопротивление проволочного проводника

$$R_{\text{пр}} = \rho \frac{l}{S},$$

то

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{l}{R_{\text{пр}} S},$$

и коэффициент теплопроводности проволочного проводника

$$\chi = 2,23 \cdot 10^{-8} \frac{l}{R_{\text{пр}} S} T, \quad (10)$$

где l – длина проволочного проводника;
 S – площадь его поперечного сечения;
 $R_{\text{пр}}$ – сопротивление проводника.

Зная эти величины, можно определить коэффициент теплопроводности проволочного металлического проводника.

Экспериментальное определение коэффициента теплопроводности проволочного проводника производится путем определения его активного сопротивления $R_{\text{пр}}$ по методу точного измерения тока, или точного измерения напряжения, или при помощи моста постоянного тока.

Рассмотрим эквивалентную схему установки в части использования для измерения сопротивления проволоки метода точного измерения тока. Эта схема приведена на рис. 2.

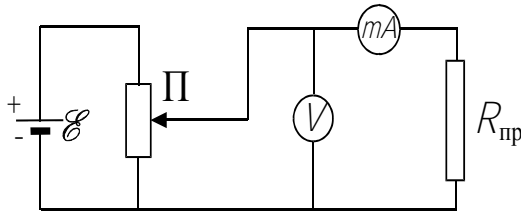


Рис. 2

Изменяя с помощью потенциометра П напряжение от 0 до U на исследуемом проволочном сопротивлении $R_{\text{пр}}$ измеряют ток через него. По этим данным можно построить график вольт-амперной характеристики проволочного проводника $I = f(U)$, который будет представлять собой **прямую**.

В соответствии с формулой (8), тангенс угла наклона этой прямой есть электропроводность Λ , а с учетом (9) **котангенс есть сопротивление проводника**, т.е. $\text{ctg } \alpha = \Delta U / \Delta I = R$.

Из схемы видно, что вольтметр измеряет напряжение на последовательно соединенных сопротивлениях миллиамперметра R_{mA} и проволоки $R_{пр}$, что в сумме составляет общее сопротивление R . Поэтому

$$R_{пр} = R - R_{mA} = \operatorname{ctg}\alpha - R_{mA} = \frac{\Delta U}{\Delta I} - R_{mA}, \quad (11)$$

где ΔU и ΔI находят из построенного графика $I = f(U)$. Далее согласно (11) вычисляют $R_{пр}$.

Наконец, измерив длину проволоки l и ее диаметр d , т.е. $S = \pi d^2/4$, а также термодинамическую температуру T ($T = t + 273$), можно определить по формуле (10) коэффициент теплопроводности исследуемого проволочного проводника.

6. Подготовка установки к работе

1. Включить установку в сеть переменного тока напряжением 220 В. Для этого вставить вилку шнура в сеть и нажать на передней панели прибора клавишу $W1$.
2. Для измерения сопротивления проволоки выбрать метод точного измерения тока путем отжатия переключателя $W2$.
3. Выяснить цену деления электроизмерительных приборов.

7. Порядок выполнения работы

1. Измерить длину l и диаметр d исследуемого проволочного сопротивления, вычислить его площадь поперечного сечения $S = \pi d^2/4$. Значение для d можно задать.
2. Потенциометром регулировки тока $P1$ установить какое-то минимальное значение силы тока. Записать значения силы тока и напряжения в таблицу:

№ измерения	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$I, \text{мА}$										
$U, \text{В}$										

Вращая ручку Р1 потенциометра, выполнить десять различных измерений.

3. Сразу после завершения измерений выключить установку.

4. По данным таблицы построить график вольт-амперной характеристики проводника. Найти $\text{ctg}\alpha$ угла наклона прямой этой характеристики.

5. Измерить термодинамическую температуру $T = t + 273$.

6. Используя формулы (11) и (10), определить коэффициент теплопроводности χ исследуемого проволочного проводника. В формуле (11) $R_{mA} = 0,15 \text{ Ом}$.

7. Сравнить полученный результат для χ со справочными данными у нихрома (таблица на стр. 7).

Вопросы к зачету

1. Объяснить характер движения молекул газов, жидкостей и твердых тел.

2. Записать и сформулировать закон Фурье.

3. В чем состоит физический смысл коэффициента теплопроводности? Какова его размерность?

4. Объяснить механизм теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел.

5. Что представляет собой фонон?

6. Записать и сформулировать закон Видемана–Франца.

7. Вывести закон Видемана–Франца, исходя из классической теории металлов.

8. Объяснить метод определения коэффициента теплопроводности проволочного проводника.

Литература

1. Яковлев, В.Ф. Курс физики. Теплота и молекулярная физика / В.Ф. Яковлев. – М.: Просвещение, 1976. – § 40.
2. Детлаф, А.А. Курс физики. Механика. Основы молекулярной физики и термодинамики / А.А. Детлаф, Б.М. Яворский, Л.Б. Милковская. – М.: Высшая школа, 1973. – § 11.7, 15.3.
3. Кикоин, И.К. Молекулярная физика / И.К. Кикоин, А.К. Кикоин. – М.: Гос. Изд-во, 1963. – § 1, стр. 333 в гл. 7; § 5, стр. 487 в гл. 9.
4. Шубин, А.С. Курс общей физики / А.С. Шубин. – М.: Высшая школа, 1976. – § 5 в гл. 8.
5. Гурский, И.П. Элементарная физика / И.П. Гурский. – М.: Наука, 1973. – § 56.
6. Позняк, В.С. Определение удельного сопротивления и удельной электропроводности проводника / В.С. Позняк. – Минск: БНТУ, 2010. – § 5.

Учебное издание

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА
ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ПРОВОДНИКА

Методические указания
к лабораторной работе по физике
для студентов строительных специальностей

С о с т а в и т е л и :
ПОЗНЯК Владимир Сергеевич
БАРАНОВ Артур Александрович

Технический редактор О.В. Песенько
Компьютерная верстка Д.А. Исаева

Подписано в печать 20.01.2011.

Формат 60×84 ¹/₁₆. Бумага офсетная.

Отпечатано на ризографе. Гарнитура Таймс.

Усл. печ. л. 1,10. Уч.-изд. л. 0,86. Тираж 100. Заказ 1197.

Издатель и полиграфическое исполнение:
Белорусский национальный технический университет.

ЛИ № 02330/0494349 от 16.03.2009.

Проспект Независимости, 65. 220013, Минск.